Röntgenblitzuntersuchungen an Funkenstoßwellen in Gasen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Karl-Heinz Herrmann, Berlin

1958

D

Röntgenblitzuntersuchungen an Funkenstoßwellen in Gasen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

R.UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

vorgelegt von

Karl-Heinz Herrmann, Berlin

Gutachter: 1. Prof. Dr. W. Schaaffs, Technische Universität, Berlin

2. Prof. Dr. H. Lassen, Freie Universität, Berlin

3. " " R. Honerjäger " "

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Juni 1957

" " Promotion: 17. Dez. 1958

Sonderdruck aus
„Zeitschrift für angewandte Physik", 10. Band, 8. Heft, 1958, S. 349—356

Springer-Verlag, Berlin · Göttingen · Heidelberg

Röntgenblitzuntersuchungen an Funkenstoßwellen in Gasen*

Von Karl-Heinz Herrmann

Mit 13 Textabbildungen

(Eingegangen am 12. Mai 1958)

I. Einleitung

Für die Erforschung sehr kurzzeitiger Vorgänge sind in letzter Zeit Röntgenblitzröhren ein wichtiges Hilfsmittel geworden. Diese Röhren sind imstande, die für eine Röntgenaufnahme nötige Strahlungsenergie in einer Zeit abzugeben, die weniger als $5 \cdot 10^{-7}$ sec beträgt, also klein genug ist, um Vorgänge, die mit Überschallgeschwindigkeit verlaufen, ohne wesentliche Bewegungsunschärfe aufzunehmen. Dabei wird die Röntgenemission an der Anode einer Hochvakuumfunkenstrecke ausgenutzt. Über Konstruktion und Eigenschaften der Röntgenblitzröhre ist in [1], [2] berichtet worden.

Schaaffs und Trendelenburg [3] haben Röntgenblitz-Aufnahmen von Funkenstoßwellen in Flüssigkeiten hergestellt und gezeigt, daß sich bei quantitativer Auswertung interessante Fragen, die bei hohen Materieverdichtungen auftreten, bearbeiten lassen. Stoßwellen in Gasen wurden erstmalig von Schall und Thomer [4] röntgenographisch nachgewiesen. Die Verfasser erhöhten, um ausreichenden Kontrast zu erhalten, die Röntgenschwächung der Luft durch Beimischen von Jodmethyldampf. Ähnliche Aufnahmen von Herrmann finden sich in [5], S. 38.

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt werden, daß auch in anorganischen Gasen ohne Kontrastmittel Stoßwellen röntgenographisch aufgenommen werden können. Da die Schwärzungen der Aufnahmen in einfacher Weise von der Massenverteilung im Objekt abhängen, lassen sie sich für eine quantitative Auswertung benutzen. Insbesondere soll untersucht werden, ob und wieweit sich mit Röntgenblitzen quantitative Schlüsse auf die gasdynamischen Vorgänge bei bzw. nach einem Funkendurchschlag in Gasen ziehen lassen. Die Aufgaben, die in der Erforschung der Gasdynamik von elektrischen Funkenentladungen auftreten und die auch dieser Arbeit zugrunde liegen, sind die folgenden:

1. Bestimmung der Dichteverteilung in der Umgebung des Funkens zu verschiedenen Zeiten,
2. Messung der auftretenden Stoßwellengeschwindigkeiten,
3. Bestimmung der dynamischen Drucke, die in den Stoßwellen auftreten.

II. Versuchsanordnung

Die Lösung der gestellten Aufgabe verlangte eine Versuchsanordnung, in der quantitativ auswertbare Stoßwellenaufnahmen zu exakt gemessenen Zeitpunkten hergestellt werden konnten. Zur Erzeugung guter Kontraste war die schädliche Schwächung der Strahlung in den Vakuumfenstern und Filmabdeckungen auf ein Mindestmaß zu reduzieren. Ferner mußte für eine möglichst gut reproduzierbare Umsetzung der elektrischen Energie gesorgt werden, um die einzelnen

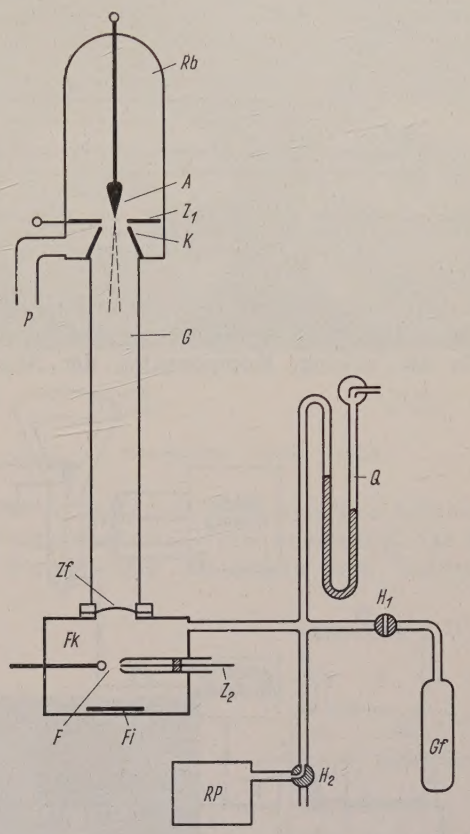


Abb. 1. Versuchsanordnung, schematisch. *Rb* Röntgenblitzröhre, *A* Anode der Röntgenblitzröhre, *K* Kathode der Röntgenblitzröhre, *P* Pumpstutzen, *G* Glasrohr, *Zf* Zellophanfenster, *Fk* Funkenkammer, *F* Funkenstrecke, *Fi* Film, Z_1 Zündelektrode der Röntgenblitzröhre, Z_2 Zündelektrode der Funkenstrecke, *Q* Quecksilbermanometer, H_1, H_2 Vakuumhähne, *Gf* Gasflasche, *RP* rotierende Vakuumpumpe

Aufnahmen, die ja nur an verschiedenen Durchschlägen gemacht werden konnten, aufeinander beziehen zu können. Die Apparatur, die diese Forderungen weitgehend erfüllte, soll hinsichtlich der Röntgenaufnahmetechnik an Hand des Schemas Abb. 1, sodann hinsichtlich der elektrischen Schaltung an Hand des Blockschaltbildes Abb. 4 beschrieben werden.

Die Röntgenblitzröhre *Rb* (Abb. 1), die über den Pumpstutzen *P* auf ein Hochvakuum von $5 \cdot 10^{-5}$ Torr evakuiert wurde, besaß eine Kupferanode *A*. Eine Brennfleckaufnahme mit einer Doppellochblende, deren eines Loch mit einem Aluminiumfilter 0,1 mm bedeckt war, zeigte [2], daß insbesondere für die ungefilterte Strahlung mit einer Brennfleckgröße bis zu 4 mm² zu rechnen ist. Um die geometrische

* Auszug aus der Dissertation Freie Universität Berlin 1957. Vorgetragen auf der Tagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft 1957 [Phys. Verh. 8, 198 (1957)].

Unschärfe möglichst klein zu halten, wurde daher der Abstand Brennfleck—Funkenstrecke im Verhältnis zum Funken-Film-Abstand so groß gewählt, wie es der Intensitätsabfall nach dem quadratischen Entfernungsgesetz zuläßt. Er betrug meist 675 mm, bei einigen Aufnahmen 465 mm, mit einem Funken-Film-Abstand von 25 mm. Bei diesen Abständen machte sich für die weichen Komponenten der Strahlung bereits die Luftabsorption bemerkbar. Im Interesse einer kontrastreichen Abbildung der Funkenstoßwelle saß daher ein Glasrohr G zwischen Röntgenblitzröhre Rb und Funkenkammer Fk, das mit dem Vakuum der Röntgenblitzröhre in Verbindung stand. Als röntgendurchlässiger Vakuumabschluß diente ein Fenster Zf von 45 mm Durchmesser aus 0,04 mm dickem Zellophan, das am Rande zwischen Gummi und Metall eingepreßt war. Die Funkenkammer Fk konnte durch eine rotierende Ölpumpe (Leybold D2) über den Hahn H_2 evakuiert und aus einer Gasflasche Gf über den Hahn H_1 mit einem Gas gefüllt werden. Der Druck in der Kammer wurde mit einem offenen Quecksilbermanometer Q der Schenkelhöhe 150 cm gemessen.

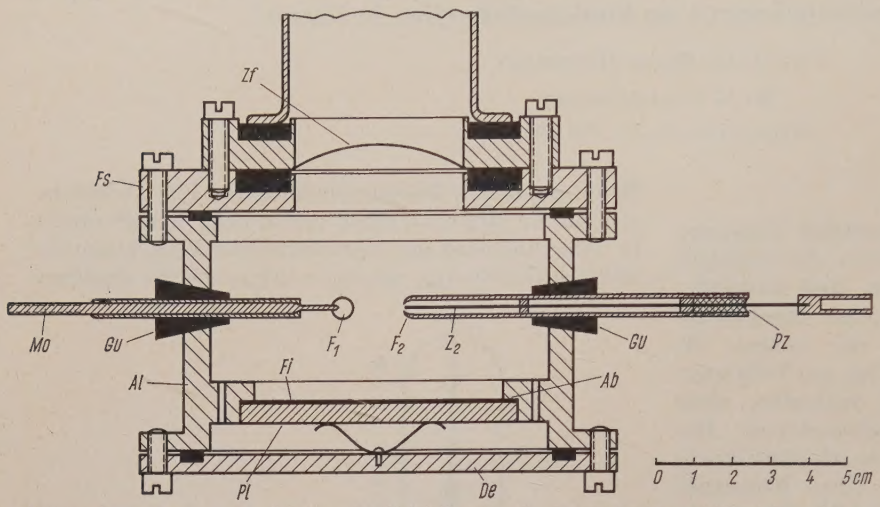


Abb. 2. Funkenkammer im Schnitt. *Mo* Molybdänstift, *Gu* Gummistopfen, *Al* Aluminiumgehäuse, *Zf* Zellophanfenster, *Fs* Fassung des Zellophanfensters, *Fi* Film, *Ab* Absatz zur Auflage des Films, *Pl* Platte, *De* Deckel der Funkenkammer, *Pz* Pizeinkittung

Abb. 2 zeigt die Einzelheiten der Funkenkammer. Sie bestand aus einem Aluminiumzylinder Al, dessen eine Seite an der Fassung Fs des Zellophanfensters Zf gummigedichtet befestigt war. Durch die gegenüberliegende Öffnung konnte der kreisrunde Film Fi mit Lichtschutz eingeführt und mit der Platte Pl auf den Absatz Ab gedrückt werden. Den Abschluß der Kammer bildete ein gummigedichteter Deckel De. Die Funkenelektroden F_1, F_2 waren seitlich eingeführt. Die Funkenbahn lag also senkrecht zur Zylinderachse. Die kugelförmige Hochspannungselektrode F_1 aus Eisen war an einem glasüberzogenen Molybdänstift Mo befestigt, der durch einen durchbohrten Gummistopfen Gu im Gehäuse gehalten wurde. Es konnten Spannungen bis 20 kV isoliert werden. Die gegenüberliegende Elektrode F_2 — ebenfalls aus Eisen — besaß einen Zündstift Z_2. Ein schwacher Funke in dem kleinen Zündspalt (etwa 0,3 mm) war in der Lage, die Funkenstrecke auszulösen.

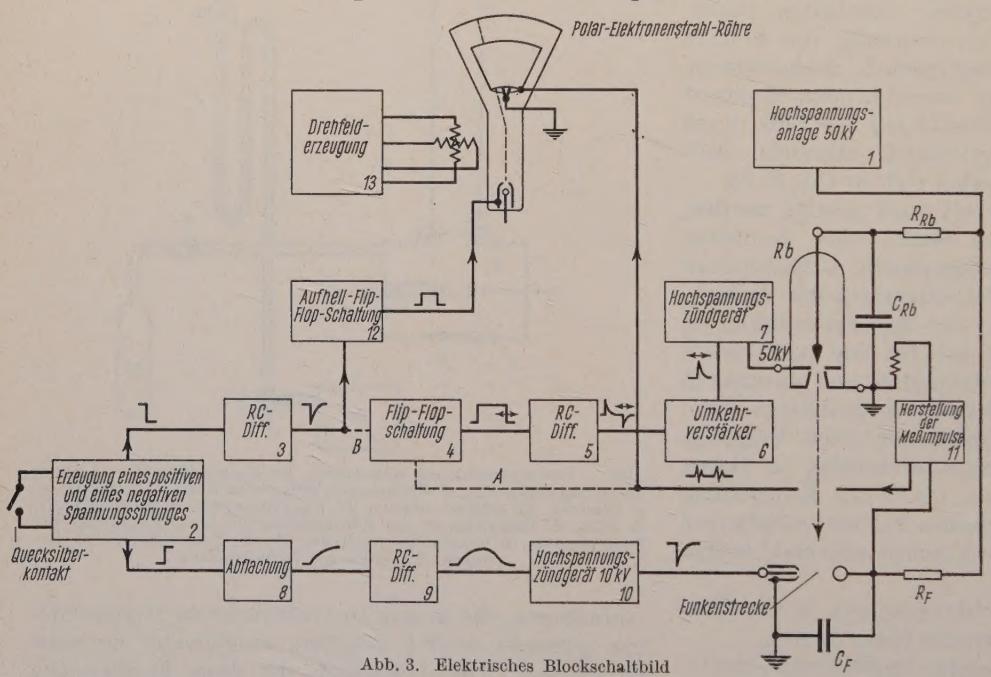


Abb. 3. Elektrisches Blockschaltbild

Für die Röntgenaufnahme wurde Perutz-Per-X-Film benutzt, der sich durch hohe Empfindlichkeit und klare Unterlage auszeichnet. Als Lichtschutz diente doppeltliegendes Kohlepapier, das sich in Vorversuchen in bezug auf Röntgendurchlässigkeit und Lichtundurchlässigkeit gegenüber schwarzem Photopapier, mit Aluminium bedampftem Zellophan und anderen als am günstigsten erwiesen hatte.

Der elektrischen Schaltung (Abb. 3) fielen folgende Aufgaben zu:

1. Herstellung der Hochspannung für Funkenstrecke und Röntgenblitzröhre,
2. Erzeugung von Zündimpulsen für die Funkenstrecke und die Röntgenblitzröhre in zeitlich wählbaren Abständen,
3. Messung der Zeit zwischen Funkenüberschlag und Röntgenaufnahme.

Die Hochspannungsanlage 1 hatte keine Besonderheiten. Sie lud die Kondensatoren C_F und C_{Rb} der Funkenstrecke und der Röntgenblitzröhre über die Widerstände R_F und R_{Rb} auf. Dabei waren die Zeitkonstanten so gewählt, daß die Spannung an der

Funkenstrecke gegenüber der Blitzröhrenspannung sehr langsam stieg und die Funkenstrecke bei Erreichen einer gewünschten Spannung — kontrolliert durch ein in Abb. 3 nicht gezeigtes Starke-Schröder-Voltmeter — zum Durchschlag gebracht werden konnte. Durch Schließen eines Quecksilberkontaktes wurden in zeitlicher Reihenfolge folgende Vorgänge hervorgerufen:

1. Aufhellung eines Polaroszillographen auf dem Weg 2, 3, 12 für ein bei 12 einstellbares Zeitintervall,

2. etwa 4 μsec später Auslösung der Funkenstrecke auf dem Weg 2, 8, 9, 10.

3. Auslösung des Röntgenblitzes auf dem Weg 2, 3, 4, 5, 6, 7 zu einem bei 4 eingestellten Zeitpunkt (Verbindung *A* unterbrochen). Bei einem Teil der Aufnahmen wurde der Röntgenblitz auch durch Kopplung der Verzögerungsschaltung 4 an den Funkenkreis eingeleitet (Verbindung *B* unterbrochen).

Der Polaroszillograph schrieb mit der quarzstabilisierten Umlauffrequenz 10 kHz. Sein Ablenkzylinder war kapazitiv bzw. induktiv an die beiden Stoßkreise angekoppelt (11). Der Zündfunke für die Funkenstrecke wurde in 10 durch einen Spannungsimpuls 10 kV aus einem Stoßkreis mit Quecksilber-Thyratron Ste 15000/6/20, Kondensator 0,07 μF und Widerstand 10 kΩ erzeugt. Die Röntgenblitzröhre wurde durch einen 50 kV-Impuls mit einer Anstiegszeit kleiner als $3 \cdot 10^{-7}$ sec aus einem Impulsgenerator 7 mit Wasserstoff-Thyratron PL 435, Kondensator 0,01 μF und Impulstransformator 1:10 gezündet.

Mit der beschriebenen Versuchsanordnung hergestellte Aufnahmen von Funkenstoßwellen in Argon zeigt Abb. 4. Die angegebenen Zeiten sind vom Durchschlagsstadium des Funkens bis etwa zur Mitte des Röntgenblitzes gerechnet. Wie aus Abb. 5 hervorgeht, gibt sogar eine Funkenstoßwelle in Luft noch hinreichenden Kontrast. Die Spannung an der Röntgenblitzröhre mußte allerdings für diese und ähnliche Aufnahmen in Kohlendioxyd auf etwa 30 kV herabgesetzt werden.

Alle Aussagen über den Weg-Zeit-Verlauf der Stoßwelle können derartigen Aufnahmen entnommen werden. Nicht möglich ist jedoch die quantitative Ermittlung der Dichteverteilung. Aus zwei Gründen mußte zu diesem Zweck die in Abb. 1 und 2 gezeigte Funkenkammer zu der in Abb. 6 schematisch wiedergegebenen Form abgeändert werden. Das großflächige Vakuumabschlußfenster aus Zellophan zog sich kugelförmig in das Vakuum hinein. Da das die quantitative Auswertung erschwert, wurde dieses Fenster durch ein Schlitzfenster *a* ersetzt, das nur die mittelsenkrechte Ebene des Funkens zur Aufnahme brachte. Auf diese Ebene beschränken sich die folgenden Auswertungen, jedoch steht der Untersuchung einer anderen Funkenebene nach Verschiebung der Elektroden relativ zum Schlitzfenster nichts im Wege. Eine andere Abänderung der Versuchsanordnung ergab sich aus der Notwendigkeit, zum Zwecke der quantitativen Dichteauswertung die Schwärzungskurve des Films durch gleichzeitige Aufnahme einer Vergleichstreppe zu eliminieren. Es wurden in dem

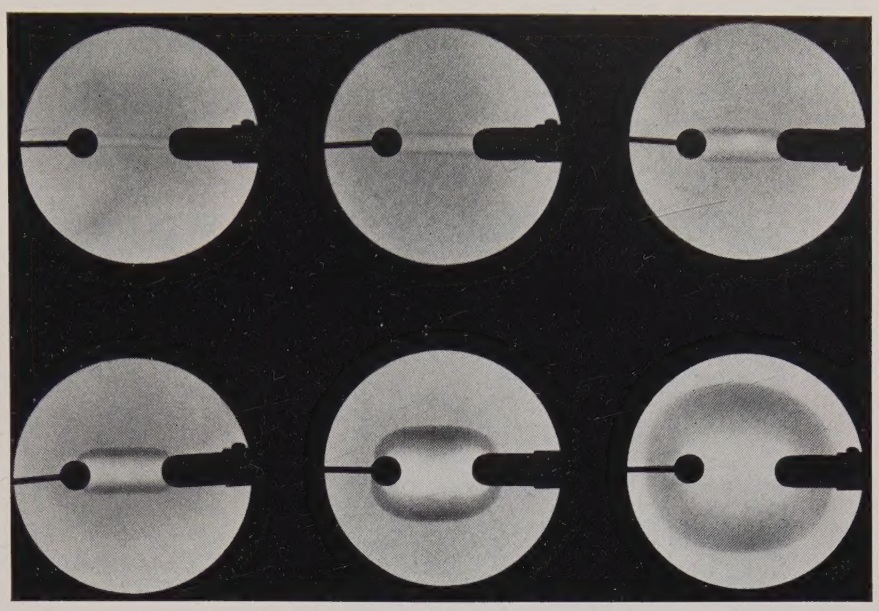


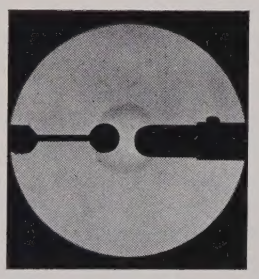
Abb. 4. Röntgenblitzaufnahmen von Funkenstoßwellen in Argon (1000 Torr)*

etwa 0 μsec	etwa 0,5 μsec	2 μsec
3 μsec	9,5 μsec	26 μsec

nach dem Durchschlag

Funken: 6,3 kV, 0,39 μF Röntgenblitz: 60 kV, 0,24 μF

von der Stoßwelle noch nicht erreichten Aufnahmefeld zwei Vergleichssäulen (*b*, *c*) so angeordnet, daß die eine einer Vergrößerung, die andere einer Verkleinerung



Funken: 12 kV, 0,39 μF
Röntgenblitz: 30 kV, 0,24 μF

Abb. 5. Funkenstoßwelle in Luft (2000 Torr)*

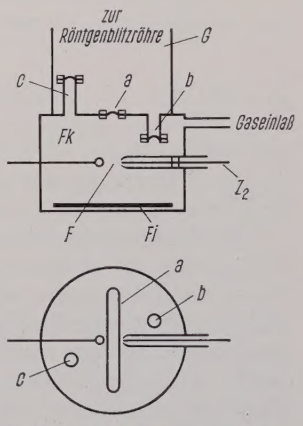


Abb. 6. Funkenkammer mit Vergleichssäulen, schematisch

der durchstrahlten Gasdichte entsprach. Sie bildeten zusammen mit dem ungestörten Gasfeld eine dreistufige Vergleichstreppe, die in der unten beschriebenen Weise zur Auswertung herangezogen wurde. Abb. 7 zeigt eine in dieser Funkenkammer hergestellte Aufnahme mit der zugehörigen Photometerkurve. Außer der schlitzförmig ausgeblendeten Stoßwellenaufnahme sind die Bilder der beiden Vergleichssäulen zu erkennen (die Funkenelektroden sind nachträglich eingezeichnet worden).

* Abbildungsmaßstab 2:3.

III. Verfahren zur Auswertung der Röntgenblitzaufnahmen

Die Schwächung einer gegebenen polychromatischen Röntgenstrahlung auf ihrem Weg y durch Materie der Dichte $\varrho(y)$ hängt allein vom Wert der durchstrahlten Massenbelegung $\int \varrho\, dy$ ab. Ist die Röntgenstreuung der Röntgenabsorption gegenüber zu vernachlässigen, so kann daraus gefolgert werden, daß die Schwärzung im Bildpunkt einer mit gegebener Röntgenstrahlung hergestellten Aufnahme eine Funktion des jeweils durchstrahlten Integrals $\int \varrho\, dy$ ist. Einer Arbeit von Victoreen [6] ist zu entnehmen, daß der Streukoeffizient σ/ϱ bei $\lambda = 1$ Å für Argon

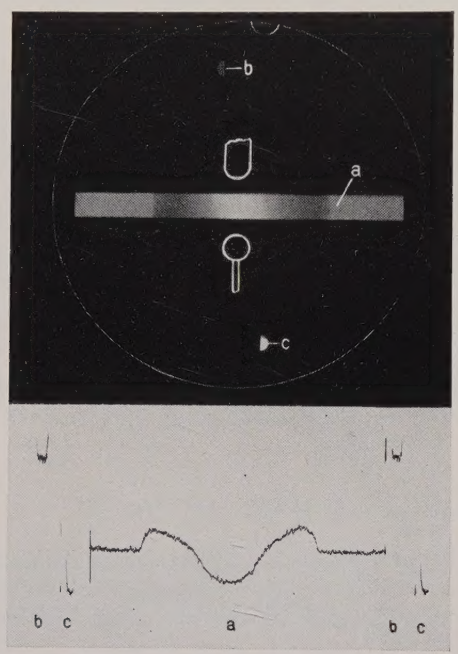


Abb. 7. Funkenstoßwelle in Argon (1000 Torr)*. Beispiel einer Aufnahme zur quantitativen Auswertung mit Photometerkurve

($Z = 18$) 5% des Schwächungskoeffizienten μ/ϱ beträgt. Er kann also unter den vorliegenden Bedingungen vernachlässigt werden — eine Voraussetzung, die für die Auswertung der Aufnahmen wichtig ist. Entsprechend liegen die Verhältnisse bei Kohlendioxyd.

Die Spektren der Röntgenblitze sind trotz genauer Einhaltung der Betriebsbedingungen der Röhre gewissen Schwankungen unterworfen. Für eine quantitative Auswertung der Aufnahmen ist daher in jeder einzelnen Aufnahme die Schwärzungskurve des Films durch eine gleichzeitig aufgenommene Vergleichstreppe zu eliminieren. An die Vergleichstreppe sind folgende Forderungen zu stellen:

1. Der von ihren Stufen überstrichene Schwächungsbereich muß den Schwächungsbereich der unbekannten Dichteverteilung einschließen.

2. Das Verhältnis ihrer Röntgenschwächung zu der des jeweils untersuchten Materials muß von der Qualität der Röntgenstrahlung unabhängig sein.

Die zweite Forderung läßt sich am sichersten dadurch erfüllen, daß die Vergleichstreppe aus demselben Material wie die unbekannte Dichteverteilung hergestellt ist. Bei Gasen ist diese Lösung unbequem. Im Prinzip ist es auch möglich, die Vergleichstreppe aus einem anderen, festen Material herzustellen, wenn Gas und Treppe in dem zur Aufnahme beitragenden Spektralbereich der Röntgenstrahlung keine Absorptionskante aufweisen. So ist bei allen Gasen, die aus Elementen der Ordnungszahl $Z \gtrsim 20$ bestehen, die Verwendung einer Treppe aus Cellon möglich, wenn keine Röntgenstrahlung unter 5 kV auftritt. In dieser Arbeit wurde davon kein Gebrauch gemacht, weil die K-Kante des Argon, das hauptsächlich untersucht wird, bei 3,2 kV, also wegen der geringen Filterung wahrscheinlich noch im Bereich der wirksamen Röntgenstrahlung, liegt. Es wurden die beschriebenen Säulen aus dem untersuchten Gas gewählt, die zusammen mit dem von der Stoßwelle noch nicht berührten Teil des Aufnahmefeldes eine dreistufige Vergleichstreppe ergeben.

Die Auswertung einer Aufnahme sei in einer beliebigen zur Funkenbahn senkrechten Ebene erläutert. In dieser Ebene werden mit x die Filmkoordinate und mit r der Betrag des von der Funkenbahn zu einem beliebigen Aufpunkt der Dichteverteilung gezogenen Radiusvektors bezeichnet. Die Schwärzung $S(x)$ einer Aufnahme ist eine Funktion der jeweils durchstrahlten Massenbelegung $\int \varrho\, dy$. Der Wert $f(x)$ dieser Massenbelegung kann mit Hilfe der Vergleichstreppe ermittelt werden. Aus $f(x)$ kann die radialsymmetrische Dichteverteilung $\varrho(r)$ berechnet werden, wenn es gelingt, die Integralgleichung

$$f(x) = \int_{\text{Film}}^{\text{Fenster}} \varrho(r)\, dy \tag{1}$$

zu lösen. Führt man statt x und r in bezug auf den Radius R der Stoßwellenfront normierte Größen $x' = x/R$ und $r' = r/R$ sowie statt $f(x)$ und $\varrho(r)$ die Funktionen

$$\varphi(x') = \frac{1}{R}\left(\frac{f(x')}{\varrho_0} - d_0\right) \tag{2}$$

und

$$U(r') = \frac{\varrho(r')}{\varrho_0} - 1 \tag{3}$$

ein, in denen d_0 der Abstand vom Strahleneintrittsfenster bis zum Film und ϱ_0 die Dichte im ungestörten Gasraum sind, so geht Gl. (1) in die Abelsche Integralgleichung

$$\varphi(x') = 2 \int_{x'}^{1} \frac{r'\, U(r')}{\sqrt{r'^2 - x'^2}}\, dr' \tag{4}$$

über. Diese Gleichung ist aus Untersuchungen an Lichtbögen wohlbekannt [7], [8], [9]. Sie tritt immer dann auf, wenn eine radialsymmetrische Größe aus ihrer Parallelprojektion zu berechnen ist. Ihre allgemeine Lösung ist

$$\pi\, U(r') = \frac{\varphi(1)}{\sqrt{1 - r'^2}} + \int_{1}^{r'} \frac{\varphi'(x')}{\sqrt{x'^2 - r'^2}}\, dx'.$$

Da sie für $r' \to 1$ endlich bleiben muß, ist $\varphi(1) = 0$ und

$$\pi\, U(r') = \int_{1}^{r'} \frac{\varphi'(x')}{\sqrt{x'^2 - r'^2}}\, dx' \tag{5}$$

die dem physikalischen Problem angepaßte Lösung. Im vorliegenden Fall sind also für jeden Wert r' eine numerische Differentiation der graphisch vorliegenden Funktion $\varphi(x')$ und eine numerische Quadratur durch-

* Abbildungsmaßstab 2:3.

zuführen. Der letztere Schritt gestaltet sich nach Aufstellung eines für sämtliche Auswertungen dieser Art zu verwendenden Koeffizientenschemas einfacher, als es zunächst den Anschein hat. Auf die Einzelheiten sei hier nicht eingegangen.

Eine Korrektur erfordert die Divergenz der Röntgenstrahlung. Sie hat nämlich zur Folge, daß das Bild der Dichteverteilung auf dem Film um den Faktor $\left(\frac{f}{f-l}\right)$, in dem f der Fokus-Film-Abstand und l der Funken-Film-Abstand sind, vergrößert erscheint. In die Gl. (2) geht jedoch nicht der auf dem Film gemessene Stoßwellenradius R', sondern der wahre Radius $R = R'\left(1 - \frac{l}{f}\right)$ ein.

Zusammengefaßt gliedert sich demnach die Auswertung einer Röntgenblitzaufnahme nach Abb. 7 in folgende Arbeitsgänge:

1. Photometrierung der Aufnahme und der Vergleichssäulen,

2. Umrechnung der Photometerkurve durch Vergleich mit den Vergleichssäulen auf $f(x)$, Bildung von $\varphi(x')$ nach (2).

3. Differentiation von $\varphi(x')$ und Quadratur nach (5) zur Bestimmung von $U(r')$ und damit $\varrho(r)$.

Die Auswertung liefert somit die gesamte Dichteverteilung in der betrachteten Funkenebene.

IV. Fehlerquellen

Die Genauigkeit der nach diesem Verfahren errechneten Dichteverteilungen wird durch verschiedene Fehlerquellen beeinträchtigt. Grundsätzlich ist zu unterscheiden zwischen Fehlern, die bei der Umrechnung der Photometerkurve in die radiale Dichteverteilung auftreten, und Fehlern, die bereits in der Photometerkurve enthalten sind. Erstere hängen von der Feinheit der Intervalleinteilung, der Genauigkeit der numerischen Differentiation sowie der Unsicherheit bei der Interpolation der dreistufigen Vergleichstreppe ab. In den vorliegenden Fällen ergab eine Fehlerabschätzung, daß der resultierende Fehler der Auswertung bei etwa $\Delta U/U = \pm 10\%$ liegt und mit einer Zunahme für $r \to 0$ zu rechnen ist. Jedoch stellen diese Fehlerquellen keine prinzipielle Grenze des Verfahrens dar. Durch Verfeinerung der Intervalleinteilung und der Vergleichstreppe sind sie weitgehend unwirksam zu machen.

Die zweite, bereits in der Photometerkurve enthaltene Art von Fehlern ist teilweise schwer zu vermeiden. Es handelt sich zunächst um die folgenden Unschärfefaktoren: geometrische Unschärfe (etwa 0,1 mm) infolge Brennfleckausdehnung, Schichtunschärfe des Films und Unschärfe beim Photometrieren, hervorgerufen durch die Breite des Photometerspaltes (0,1 mm) und die Streuung des Lichtes in der Schicht. Die aus diesen Faktoren resultierende Übergangsbreite wurde experimentell zu 0,2 mm bestimmt, sie hält sich also in erträglichen Grenzen. Ungünstiger könnte sich dagegen die Bewegungsunschärfe als Folge der endlichen Dauer des Röntgenblitzes auswirken. Während Schaaffs und Trendelenburg [3] bei der Aufnahme von Stoßwellen in Flüssigkeiten dank einer starken Filterung im Objekt bei Mitwirkung der Wolfram-K-Strahlung mit einer effektiven Röntgenblitzdauer von einigen 10^{-8} sec rechnen konnten, ist bei den hier vorliegenden geringen Filterungen eine längere Blitzdauer zu vermuten. Die Blitzdauer von 1 μsec würde beispielsweise bei einer Stoßwellengeschwindigkeit von 1000 m/sec zu einer Bewegungsunschärfe von 1 mm führen. Jedoch ergab die Auswertung der Aufnahmen eine Fronttiefe der Argon- und Luftstoßwellen von weniger als 0,3 mm. Übereinstimmend mit oszillographischen Untersuchungen von Fünfer [10] ist also anzunehmen, daß die effektive Röntgenblitzdauer der kontrasterzeugenden weichen Strahlungskomponenten unter den vorliegenden Bedingungen durch die geringe Filterung nicht wesentlich verlängert wird. Dementsprechend kann eine größere Tiefe von Kohlendioxyd-Stoßfronten, die unter gleichen Bedingungen wie die Luftstoßfronten aufgenommen wurden, nicht auf eine Bewegungsunschärfe zurückgeführt werden. Bei der Diskussion der Ergebnisse wird auf diesen Punkt noch eingegangen werden.

Schließlich besteht eine Unsicherheit der Auswertung dann, wenn die Aufnahmen sehr geringen Kontrast besitzen. Obwohl nämlich die Stoßwellenfront auf den Aufnahmen noch gut zu erkennen sein kann, hebt sich dann die Photometerkurve der Dichteverteilung nicht mehr genügend aus den statistischen Schwankungen heraus. Um diese klein zu halten, wurde mit einem rechteckigen Spalt 0,1 mm × 1 mm photometriert. Eine Verbesserung durch Vergrößerung der Spaltlänge auf 2 mm erscheint hinsichtlich des Krümmungsradius der Stoßfront noch zulässig. Ferner erwies es sich als vorteilhaft, bei höheren Filmschwärzungen ($S = 1$ bis 1,5) zu arbeiten. Die Photometerkurven der Argonaufnahmen besaßen unter diesen Bedingungen mittlere statistische Schwankungen von etwa 5% (Abb. 6), die der Kohlendioxydaufnahmen dagegen günstigstenfalls 10% des Maximalausschlages. Höchstwahrscheinlich kann die Verwendung geeigneteren Filmmaterials noch zu einer Verbesserung führen.

V. Ergebnisse

1. Dichteverteilung

Nach dem beschriebenen Verfahren wurden die radialen Dichteverteilungen in der mittelsenkrechten Ebene von Argon- und Kohlendioxydfunken zu verschiedenen Zeiten ermittelt. Abb. 8 zeigt die Verdichtung $V(r) = \varrho(r)/\varrho_0$ zu drei verschiedenen Zeiten. Unter der Abbildung sind Druck, Funkenanfangsspannung, Schlagweite, Kapazität, Eigenfrequenz des Funkenkreises und Gesamtenergie angegeben. Man entnimmt den Kurven die mit wachsender Zeit abnehmende Höhe der Stoßwelle. Die Tiefe der Stoßfront läßt sich infolge der erwähnten Unschärfefaktoren selbstverständlich nur auf 0,2 mm genau angeben. Zur Funkenachse hin sinkt die Verdichtung — entsprechend der hohen Temperatur des Entladungskanals — auf verschwindend kleine Werte. Den Aufnahmen ist somit auch die Breite des Entladungskanals zu entnehmen. Obwohl die Genauigkeit der Auswertung bei $r \to 0$ abnimmt, ist bei späteren Aufnahmen (33 μsec in Abb. 8) bereits ein Dichteanstieg im Kanal zu erkennen, der auf den Beginn der Abkühlung hindeutet. Letzteres gilt nicht mehr, wenn die Induktivität im Entladungskreis und damit die Energiefreisetzungszeit erhöht wird. Überdies ist die

Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßfront dann kleiner.

Die Dichteverteilung in einem Kohlendioxydfunken (Abb. 9) unterscheidet sich von der eines Argonfunkens durch eine Verbreiterung der Stoßfront. Wie bereits unter IV. erläutert wurde, ist die Verbreiterung wahrscheinlich nicht auf Bewegungs-

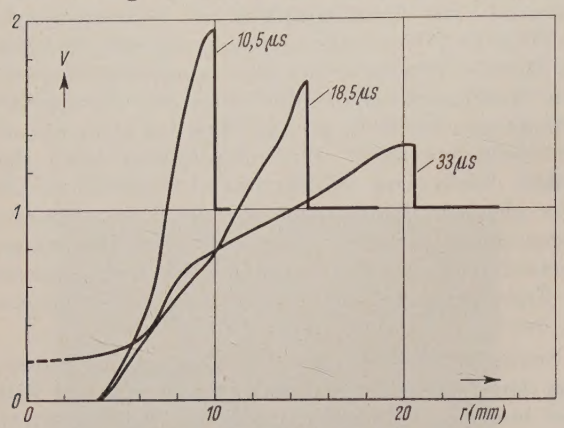


Abb. 8. Verdichtung $V = V(r)$.

Argon 1000 Torr	10,5 kV	8,5 mm
0,19 μF	600 kHz	9,5 Wsec

unschärfe zurückzuführen. Es könnte sich hier wenigstens teilweise um einen Einfluß der in Vergleich zu den meisten anderen Gasen sehr großen Schwingungsrelaxationszeit des Kohlendioxyds handeln, den

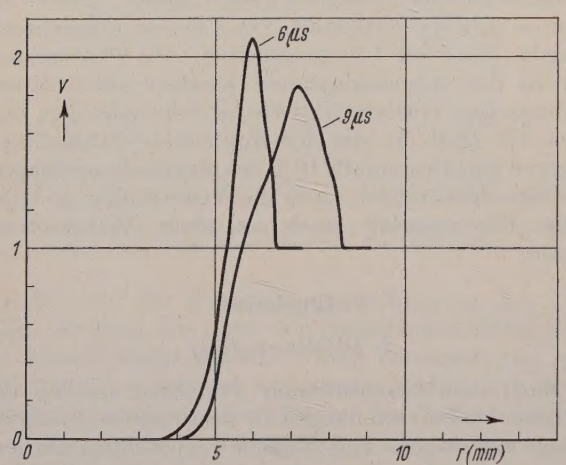


Abb. 9. Verdichtung $V = V(r)$.

Kohlendioxyd 2190 Torr	17,5 kV	2,4 mm
0,39 μF	350 kHz	60 Wsec

Griffith, Brickl und Blackman [11] interferometrisch an Stoßwellen untersucht haben.

2. *Ausbreitungsgesetz*

Ohne Berücksichtigung der Dichteverteilung kann der Stoßwellenradius direkt den Aufnahmen entnommen werden. Für seine zeitliche Abhängigkeit $R = R(t)$ ergeben sich, wie die doppelt-logarithmischen Darstellungen in den Abb. 10 und 11 für Argon zeigen, meist Gesetze der Form $R = C \cdot t^{\nu}$. Die Stoßwelle erreicht die normale Schallgeschwindigkeit bei etwa 40 μsec. In Kohlendioxyd liegt bei den unter Abb. 9 angegebenen Versuchsbedingungen ebenfalls ein Gesetz der Form $R = C \cdot t^{\nu}$ vor, jedoch wird die Schallgeschwindigkeit schon nach etwa 18 μsec erreicht. Eine Abweichung tritt bei höherer Induktivität des Funkenkreises auf (Abb. 11).

Es liegt nahe, die gefundenen Ausbreitungsgesetze mit der Theorie zu vergleichen, die von Taylor [12] für eine momentane punktförmige und von Shao-Chi Lin [13] für eine momentane linienförmige Energiefreisetzung durchgeführt wurde. Unter

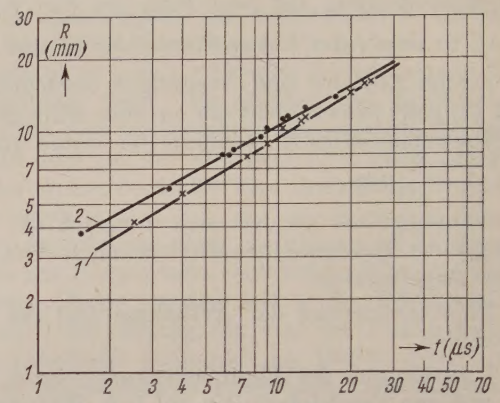


Abb. 10. Einfluß der Kapazität auf das Ausbreitungsgesetz.

Argon 1000 Torr	8,75 kV	7,5 mm
1. 0,19 μF	600 kHz	7,3 Wsec
2. 0,39 μF	350 kHz	15,0 Wsec

Voraussetzung konstanter spezifischer Wärmen und einer intensiven Stoßwelle $\left(\text{Dichtesprung } V \approx \frac{\varkappa + 1}{\varkappa - 1}\right)$ ergibt die Integration der nichtlinearen hydrodynamischen Gleichungen die Ausbreitungsgesetze $R = Ct^{\frac{2}{5}}$ für die Kugelwelle und $R = Ct^{\frac{1}{2}}$ für die Zylinderwelle.

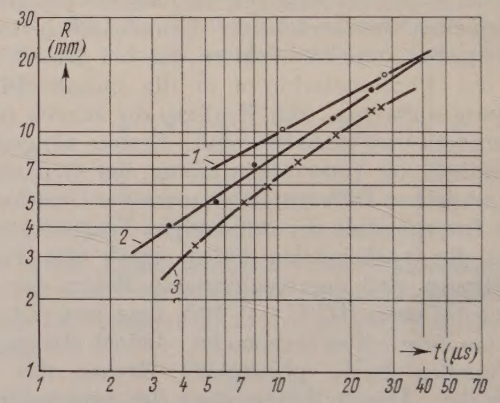


Abb. 11. Einfluß der Induktivität auf das Ausbreitungsgesetz.

Argon 1000 Torr	6,25 kV	11,2 mm	
1. 0,39 μF	350 kHz	7,6 Wsec	
2. 0,39 μF	170 kHz	7,6 Wsec	0,2 Ω
3. 0,39 μF	70 kHz	7,6 Wsec	0,2 Ω

Bestimmt man aus den experimentell ermittelten Ausbreitungsgesetzen die Exponenten, so ergibt allein das Kohlendioxyd mit $\nu = 0{,}43$ eine annähernde Übereinstimmung mit dem Ausbreitungsgesetz der Kugelwelle. Beim Argon liegen die Exponenten unter verschiedenen elektrischen Bedingungen zwischen $\nu = 0{,}56$ (Abb. 10, 2) und 0,67 (Abb. 11, 2), weichen also vom theoretischen Wert 0,5 der Zylinderwelle, die hier wegen der größeren Schlagweiten auftritt, beträchtlich ab. Als Ursache dieses Unterschiedes kann angenommen werden, daß die Energiefreisetzungszeit im Argonfunken gegenüber der des Kohlendioxydfunkens erheblich verlängert ist. Wie aus den den Abb. 8 bis 11 beigefügten elektrischen Daten hervorgeht, mußte beim Argon, das eine erheblich geringere Durchschlagsfestigkeit als das Kohlendioxyd besitzt, mit

kleineren Funkenspannungen und größeren Schlagweiten gearbeitet werden. Das wirkt sich in einer Verlängerung der Energiefreisetzungszeit und damit in einer Abweichung von den Voraussetzungen der Theorie aus. Bemerkenswert ist, daß die Stoßwellen in dem untersuchten Zeitbereich nicht mehr als intensiv zu bezeichnen sind, d.h. Verdichtungen $V < \frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}$ ($=8{,}1$ für CO_2, $=4$ für A) besitzen. Diese Tatsache scheint — wie aus der guten Übereinstimmung des Kohlendioxydausbreitungsgesetzes mit der Theorie hervorgeht — die Gültigkeit des t^v-Gesetzes nicht wesentlich zu beeinträchtigen.

Eine Änderung der im Funken umgesetzten elektrischen Energie wirkt sich beim Argon im Gegensatz zum Kohlendioxyd auf den Exponenten v aus. Das Hinzufügen eines ohmschen Widerstandes $0{,}2\,\Omega$, das eine Herabsetzung der im Funken umgesetzten Energie bewirkt, äußert sich beim Argon ebenfalls in einer Änderung des Exponenten. Eine zusätzliche Induktivität hat jedoch zur Folge, daß die Gültigkeit des t^v-Gesetzes aufhört und die Schallgeschwindigkeit bereits nach etwa 18 bis 20 µsec erreicht wird.

3. *Drucksprung und Hugoniot-Gleichung*

Durch Anwendung von Kontinuitätsgleichung, Impuls- und Energiesatz auf eine Stoßfront folgen die Grundbeziehungen

$$D = v_0 \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}}, \tag{6}$$

$$W = (v_0 - v_1) \sqrt{\frac{p_1 - p_0}{v_0 - v_1}}, \tag{7}$$

$$E_1 - E_0 = \tfrac{1}{2}(p_0 + p_1)(v_0 - v_1). \tag{8}$$

D Geschwindigkeit der Stoßwelle relativ zum ungestörten Medium,
W Geschwindigkeit der Gasströmung in der Stoßwelle,
p Druck,
v spezifisches Volumen,
E innere Energie.

Mit den Indizes 0 und 1 sind die Größen vor und hinter der Front bezeichnet.

Aus (6) läßt sich der Drucksprung $\Pi = p_1/p_0$ bestimmen:

$$\Pi = \varkappa \left(\frac{D}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{1}{V}\right) + 1. \tag{9}$$

c Schallgeschwindigkeit,
$\varkappa$ Verhältnis der spezifischen Wärmen im ungestörten Medium,
$V = v_0/v_1$ Verdichtung an der Stoßfront.

Die Dichteauswertung einer Aufnahme und die Kenntnis des zugehörigen Ausbreitungsgesetzes $R = R(t)$, $\dot{R} = D$ liefert also nach (9) den Drucksprung Π an der Stoßfront. Eine Anzahl von Aufnahmen kann damit zur experimentellen Bestimmung der Hugoniot-Beziehung $\Pi = \Pi(V)$ dienen. Diese Beziehung, die als Zustandsgleichung für Stoßvorgänge an die Stelle der Adiabate tritt, kann anderseits theoretisch aus (8) hergeleitet werden, wenn spezielle Annahmen über die Abhängigkeit der inneren Energie des Gases von den anderen Zustandsgrößen eingeführt werden. Für ein ideales Gas konstanter spezifischer Wärme folgt aus (8) die Hugoniot-Gleichung

$$\Pi = \frac{\frac{2}{\varkappa-1} V + (V-1)}{\frac{2}{\varkappa-1} - (V-1)}. \tag{10}$$

Abb. 12 zeigt diese Funktion für Argon. Aus der Lage der eingezeichneten Meßpunkte ist zu entnehmen, daß es im Rahmen der Meßgenauigkeit berechtigt ist, mit einem idealen Gas konstanter spezifischer Wärme

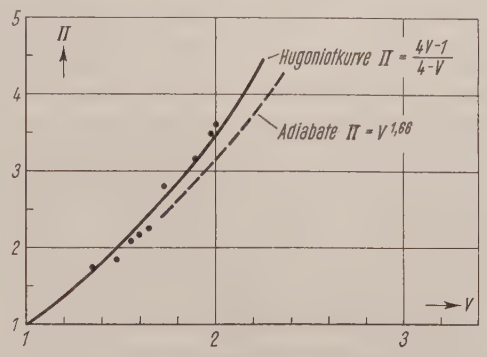


Abb. 12. Hugoniot-Kurve, Argon

zu rechnen. Beim Kohlendioxyd liegen die Verhältnisse ähnlich. Eine Veränderlichkeit der spezifischen Wärmen, die bei höheren Verdichtungen nach neueren

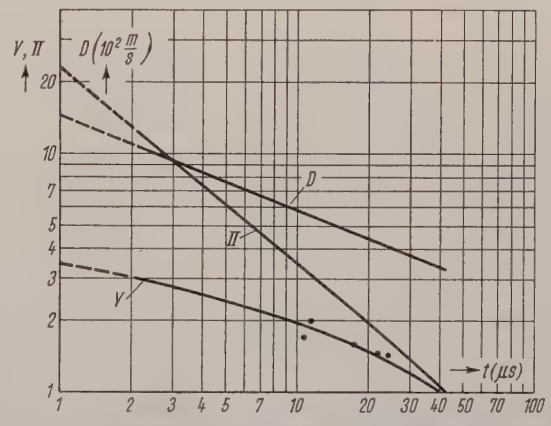


Abb. 13. Geschwindigkeit D, dynamisches Druckverhältnis Π und Verdichtung V an der Stoßfront, aus dem Ausbreitungsgesetz berechnet.

Argon 1000 Torr	5 kV	10,3 mm
0,39 µF	350 kHz	4,9 Wsec

Untersuchungen sogar bei dem einatomigen Argon [14] auftritt, kann somit unter den vorliegenden Bedingungen nicht festgestellt werden.

Dieses Ergebnis führt auf die Möglichkeit, Dichte- und Drucksprung an der Stoßfront allein aus der Kenntnis des Ausbreitungsgesetzes zu bestimmen. Aus (9) und (10) folgt

$$V = \frac{\left(\frac{D}{c}\right)^2 (\varkappa+1)}{2 + \left(\frac{D}{c}\right)^2 (\varkappa-1)}, \tag{11}$$

$$\Pi = \frac{2}{\varkappa+1}\left(\frac{D}{c}\right)^2 - \frac{\varkappa-1}{\varkappa+1}. \tag{12}$$

In Abb. 13 ist der aus einem experimentell ermittelten Ausbreitungsgesetz $R = R(t)$ berechnete Verlauf der Größen D, V und Π für Argon dargestellt. Die eingezeichneten Meßpunkte für die experimentell bestimmten Frontverdichtungen liegen befriedigend auf

der Verdichtungskurve. Die gestrichelten Kurventeile beruhen auf Extrapolation. Auf ihnen ist eine Konstanz der spezifischen Wärmen durch die Messungen nicht erwiesen.

4. Entladungskanal

Hinter der Stoßfront fällt die Verdichtung zu dem unmeßbar kleinen Wert des Funkenplasmas ab (Abb. 8 und 9). Dieser Abfall ist auch auf Schlierenaufnahmen schon bemerkt worden [15]. Gegetschkori [16] konnte zeigen, daß im Zeitbereich einiger 10^{-7} sec nach dem Durchschlag die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Kanalhülle und Stoßwelle praktisch übereinstimmen. Der zeitliche Verlauf des Kanalradius muß somit von maßgebendem Einfluß auf das Verhalten der Stoßwelle sein. Die Röntgenblitzaufnahmen zeigen, daß die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Kanals im beobachteten Zeitbereich bereits sehr klein geworden ist. Beim Kohlendioxyd ist die Kanalausdehnung entsprechend einer kleineren Energiefreisetzungszeit am frühesten abgeschlossen.

Bei weiter entfernten Zeitpunkten zeigt sich bereits ein Beginn des Kanalzerfalls, der auf der Abkühlung des Funkenplasmas beruht. Gegetschkori bemerkte erst bei 100 µsec den Zerfall der Kanalhülle. Die Röntgenblitzaufnahmen geben somit die schon vorher stattfindende Rückströmung in den Kanal an.

Zusammenfassung

Es wird eine Versuchsanordnung beschrieben, die Röntgenblitzaufnahmen von Funkenstoßwellen in Gasen herzustellen gestattet. In einer Funkenkammer, die über ein Fenster aus Zellophan und ein evakuiertes Rohr mit der Röntgenblitzröhre in Verbindung steht, befinden sich die Funkenstrecke und der lichtgeschützte Film; beide liegen senkrecht zur Richtung der Röntgenstrahlen. Zündgeräte mit Verzögerungsschaltungen ermöglichen eine Auslösung des Funkens und des Röntgenblitzes in willkürlichem zeitlichem Abstand. Ein Polaroszillograph mit quarzstabilisierter Umlauffrequenz und Aufhellschaltung dient zur Kurzzeitmessung.

Es werden Stoßwellen in Argon, Kohlendioxyd und Luft röntgenographisch nachgewiesen. Aufnahmen an Funken in Argon und Kohlendioxyd mit Funkenenergien bis zu 15 Wsec bzw. 60 Wsec werden unter verschiedenen elektrischen und geometrischen Bedingungen hergestellt und untersucht. Ein Verfahren zur Ermittlung der gesamten Dichteverteilung aus den Aufnahmen wird angegeben.

Während das Dichtefeld des Argonfunkens eine Stoßwellenfront mit deutlich ausgeprägtem Dichtesprung besitzt, ergeben die Kohlendioxydaufnahmen eine Fronttiefe von etwa 1 mm. Es wird vermutet, daß es sich um einen Einfluß der Schwingungsrelaxation handelt.

Für die Zeitabhängigkeit des Stoßwellenradius gilt im allgemeinen ein Ausbreitungsgesetz $R = Ct^{\nu}$, in dem C und ν zeitunabhängige Konstanten sind. Die Stoßwelle verläßt den Entladungskanal mit Überschallgeschwindigkeit und erreicht nach 41 µsec (Argon) bzw. 18 µsec (Kohlendioxyd) die Schallgeschwindigkeit. Eine große Induktivität im Funkenkreis hat Abweichungen hiervon zur Folge. Der Exponent ν des Ausbreitungsgesetzes hat im Fall des Kohlendioxyds annähernd den von der hydrodynamischen Theorie einer intensiven punktförmigen und momentanen Explosion (Taylor) geforderten Wert 0,4. Beim Argon liegt er über diesem sowie auch über dem von der Theorie des entsprechenden zylindrischen Problems (Shao-Chi Lin) geforderten Wert 0,5. Die Abweichungen lassen sich auf eine Verlängerung der Energiefreisetzungszeit des Argonfunkens gegenüber der des Kohlendioxydfunkens zurückführen.

Aus dem Dichtesprung ϱ_1/ϱ_0 und der Stoßwellengeschwindigkeit wird der Drucksprung p_1/p_0 an der Stoßwellenfront berechnet. In beiden Fällen folgt die Funktion $p_1/p_0 = f(\varrho_1/\varrho_0)$ der theoretisch unter Voraussetzung konstanter spezifischer Wärmen gewonnenen Hugoniot-Beziehung. Die theoretische Grenzverdichtung $\frac{\varkappa+1}{\varkappa-1}$ wird in dem untersuchten Zeitbereich $t > 5$ µsec nicht annähernd erreicht.

Der Funkenentladungskanal, der den Aufnahmen als Gebiet verschwindender Dichte zu entnehmen ist, erfährt bei $t > 10$ µsec kaum noch eine Ausdehnung. Bei $t > 30$ µsec wird im Falle des Argons sogar ein Zerfall des Kanals bemerkt.

Die Arbeit wurde im Werkstoff-Hauptlaboratorium der Siemens & Halske AG. ausgeführt. Für deren Anregung und viele wertvolle Diskussionen danke ich Herrn Professor Dr. W. Schaaffs. Die mechanischen Arbeiten lagen bei den Herren Eckhardt und Krüger in besten Händen.

Literatur: [1] Schaaffs, W.: Erzeugung und Anwendung von Röntgenblitzen. Ergebn. exakt. Naturw. **28**, 1 (1954). — [2] Schaaffs, W., u. K.-H. Herrmann: Aufbau und technische Eigenschaften von Röntgenblitzröhren. Z. angew. Phys. **6**, 23 (1954). — [3] Schaaffs, W., u. F. Trendelenburg: Röntgenographische Untersuchung der beim dielektrischen Funkenüberschlag auftretenden Schallwellen. Z. Naturforsch. **3a**, 656 (1948). — [4] Schall, R., u. G. Thomer: Röntgenblitzaufnahmen von Stoßwellen in festen, flüssigen und gasförmigen Medien. Z. angew. Phys. **3**, 41 (1951). — [5] Schaaffs, W.: Erzeugung und Anwendung von Röntgenblitzen. Actes du 2. Congress Int. de Photographie et Cinematographie Ultra-Rapides, Paris Sept. 1954, Paris Dunod 1956. — [6] Victoreen, J.A.: The Calculation of X-Ray Mass Absorption Coefficients. J. Appl. Phys. **20**, 1141 (1949).— [7] Hörmann, H.: Temperaturverteilung und Elektronendichte in freibrennenden Lichtbögen. Z. Physik **97**, 539 (1935). — [8] Schmitz, G.: Zur Temperaturverteilung im freibrennenden Kohlelichtbogen. Z. Physik **126**, 1 (1949). — [9] Sperling, J.: Das Temperaturfeld im freien Kohlebogen. Z. Physik **128**, 269 (1950). — [10] Fünfer, E.: Der Hochvakuumdurchschlag und seine Anwendung beim Röntgenblitzrohr. Z. angew. Phys. **5**, 426 (1953). — [11] Griffith, W., D. Brickl and V. Blackman: Structure of Shock Waves in Polyatomic Gases. Phys. Rev. **102**, 1209 (1956). — [12] Taylor, G.J.: Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion. Proc. Roy. Soc. Lond. **201**, 159 (1950). — [13] Lin, S.C.: Cylindrical Shock Waves Produced by Instantaneous Energy Release. J. Appl. Phys. **25**, 54 (1954). — [14] Christian, R.H., and R.G. Shreffler: Equation of State of Argon. J. Appl. Phys. **25**, 1341 (1954). — [15] Olsen, H.L., R.B. Edmonson and E.L. Gayhart: Microchronometric Schlieren Study of Gaseous Expansion from an Electric Spark. J. Appl. Phys. **23**, 1157 (1952). — [16] Gegetschkori, N.M.: Experimentelle Untersuchung des Funkenentladungskanals. Z. exp. theor. Phys. UdSSR. **21**, 493 (1951).

Dipl.-Phys. Karl-Heinz Herrmann,
Berlin-Zehlendorf, Sven-Hedin-Straße 3

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Geboren bin ich, Karl-Heinz Herrmann, am 26. Februar 1928 in Berlin als Sohn des Physikers Dr. Heinrich Herrmann und seiner Ehefrau Else geb. Kayser. Ich bin evangelischer Konfession und deutscher Staatsangehörigkeit. Nach dreijähriger Grundschulzeit besuchte ich von Ostern 1937 ab das Gymnasium zu Berlin-Zehlendorf, daß ich im Jahre 1945 als Luftwaffenhelfer mit dem Reifevermerk verließ. Ich widmete mich dann nach Absolvierung eines Ergänzungskurses an der Universität Halle dem Studium der Mathematik, Physik und Chemie und setzte nach dem Vorexamen für Diplomphysiker mein Studium an der Humboldt-Universität Berlin fort. Den Abschluß bildete im April 1950 das Diplomphysiker-Examen. Nach einhalbjähriger Assistententätigkeit am 1. Physikalischen Institut der Humboldt-Universität (Direktor Prof. Dr. Rietschl) trat ich im November 1950 in die Siemens & Halske AG, Berlin, ein, in der ich bis zum Oktober 1954 mit der Entwicklung und technischen Anwendung von Röntgenblitzröhren beschäftigt war. Dabei hatte ich die Möglichkeit, den experimentellen Teil meiner Dissertation durchzuführen. Zur Zeit arbeite ich auf dem Gebiet der Elektronenmikroskopie.